Untersuchun... an Inductorien...

Wilhelm Hess

UNTERSUCHUNGEN

AN

INDUCTORIEN.

INAUGURAL-DISSERTATION

DER

HOHEN PHILOSOPHISCHEN FACULTÄT

DER

UNIVERSITÄT ROSTOCK

ZUR

ERLANGUNG DER DOCTORWÜRDE

VORGELEGT

VON

WILHELM HESS

AUS FRIEDBERG IN HESSEN.

LEIPZIG,

JOHANN AMBROSIUS BARTH.

1898.

Referent: Herr Prof. Dr. phil. et med. L. **Matthiessen.**

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig

SEINEN LIEBEN ELTERN

IN DANKBARKEIT GEWIDMET

VOM

VERFASSER.

Einleitung.

1875 machte Kerr die Entdeckung, dass dielectrische Körper, sowohl fester als flüssiger Natur, zwischen zwei entgegengesetzt electrisch geladene Pole gebracht, doppelbrechend werden.

In einer späteren Arbeit[1]), auf Grund ausführlicher Messungen, stellte Kerr den Satz auf, dass bei Schwefelkohlenstoff der Phasenunterschied der $\parallel$ und $\perp$ zur Richtung der electrischen Kraftlinien polarisirten Lichtstrahlen proportional dem Quadrate der electrischen Potentialdifferenz und umgekehrt proportional dem Quadrate des Abstandes der ebenen Electroden ist.

Auch Quincke[2]) untersuchte in einer grösseren Arbeit die Erscheinungen der electrischen Doppelbrechung.

Auf Grund des obigen Kerr'schen Satzes ist uns die Möglichkeit gegeben, momentane Spannungswerthe zu messen, und durch Anwendung geeigneter Mittel den Verlauf veränderlicher Spannungszustände, z. B. electrischer Schwingungen, festzulegen. Allerdings bedarf es hierzu des Nachweises, dass die optische Erscheinung den electrischen Vorgängen unmittelbar folgt. Hierfür wurde von Blondlot[3]) der Beweis geliefert. Derselbe stellte mit Hülfe eines schnell rotirenden Spiegels fest, dass die Doppelbrechung, welche ein Dielectricum im Condensator erleidet, innerhalb $^1/_{20000}$ sec der Ladung ohne Verzögerung folgt, dass sich also die Veränderung des Dielectricums, welche dasselbe doppelbrechend macht, mit äusserster Geschwindigkeit vollzieht.

Der Gedanke, diese Erscheinungen für das Studium electrischer Schwingungen zu verwenden, ist wohl zuerst von

---

1) Kerr, Phil. Mag. (5) **9.** p. 159. 1880.
2) Quincke, Wied. Ann. **19.** p. 729. 1883.
3) Blondlot, Compt. rend. **106.** p. 349. 1888.

Des Coudres[1]) verwirklicht worden. In der vorliegenden Arbeit soll die Methode nur auf sehr langsame electrische Schwingungen, nämlich auf die Schwingungen in der Secundärspule von Inductoren angewandt werden.

Die Literatur über electrische Schwingungen ist eine grosse.

v. Helmholtz[2]) war wohl der erste, welcher die Entladung eines Condensators als oscillatorisch erkannte. Theoretisch legten Thomson[3]) und Kirchhoff[4]) die Bedingungen für das Zustandekommen electrischer Schwingungen fest. Die erste Bestätigung fand diese Theorie durch die experimentellen Untersuchungen Feddersen's[5]), der mit Hülfe des rotirenden Spiegels aus dem auseinander gezogenen Bilde des Entladungsfunkens den oscillatorischen Vorgang im Condensator fand.

Von den übrigen Arbeiten, die am engsten im Zusammenhange mit der meinigen stehen, seien auch die von v. Helmholtz[6]), Bernstein[7]) und Schiller[8]) genannt.

v. Helmholtz wandte zur Beobachtung der electrischen Bewegungen einen stromprüfenden Froschnerven an. Zur Zeitmessung benutzte er ein schweres Pendel, welches stets von gleicher Höhe herabfiel und kurz nacheinander zwei Stromkreise, den inducirenden und den inducirten (welche ich in Zukunft stets als primären und secundären bezeichnen werde) durch Anschlagen wider zwei Hebelchen öffnete bez. schloss. Aus den stärksten zwei aufeinander folgenden Zuckungen des in der secundären Leitung befindlichen Froschnerven, je nach der Zeitdauer, welche zwischen Oeffnen von I und Schliessen von II verstrich, bestimmte Helmholtz die jeweilige Schwingungsdauer.

Bernstein bediente sich an Stelle des Helmholtz'schen

1) Des Coudres, Verhandl. der Versamml. deutsch. Naturf. und Aerzte in Nürnberg (2) **1.** p. 67—69. 1893.

2) v. Helmholtz, Ueber die Erhaltung der Kraft, Berlin 1847.

3) W. Thomson, Phil. Mag. (4) **5.** p. 393. 1853.

4) Kirchhoff, Pogg. Ann. **100.** p. 193, 351; **102.** p. 529. 1857.

5) Feddersen, Pogg. Ann. **113.** p. 437. 1861; **116.** p. 132. 1862.

6) v. Helmholtz, Abhandl. d. naturhist.-medic. Vereins Heidelberg (2) **5.** p. 27. 1860.

7) Bernstein, Pogg. Ann. **142.** p. 54. 1871.

8) Schiller, Pogg. Ann. **152.** p. 535. 1874.

Pendels eines Rotationsapparates, in welchem der rotirende Theil nacheinander die beiden zu untersuchenden Stromkreise schloss und wieder öffnete. Die Entladungen des Secundärkreises wurden in einem Spiegelgalvanometer beobachtet. Bernstein fand die Dauer einer Oscillation im Mittel zu 0,01 sec.

Die Schiller'sche Arbeit gebraucht wieder das Helmholtz'sche Pendel, an Stelle des Froschnerven benutzte Schiller ein Electrometer. In dieser Arbeit wurden hauptsächlich Schwingungsdauern und Dämpfungen in Inductionskreisen beobachtet, und der Einfluss angehängter Capacitäten auf diese bestimmt. Diese Methode gewährt zwar eine sehr empfindliche Bestimmung der Nullpunkte, d. h. derjenigen Momente, in welchen das Electrometer einen Potentialunterschied Null an den Condensatorplatten oder den Enden des Secundärkreises zeigte, jedoch legte sie, ebenso wie alle vorher erwähnten Arbeiten, eine Beschränkung auf in der Anwendung starker inducirender Ströme. Wie Schiller nämlich selbst betont, übt ein starker Funke an der primären Unterbrechungsstelle nicht bei jeder Unterbrechung die gleiche Wirkung aus, wodurch die Nullpunkte bei jedem Schlage in verschiedene Zeiten nach der Unterbrechung fallen, was eine genaue Bestimmung ihrer Lage unmöglich macht.

Als weitere Anwendungen des Pendelunterbrechers seien aus der neuesten Zeit die Arbeiten von Tallgvist[1]) und Seiler[2]) noch erwähnt.

Im Gegensatze zu dieser Pendelmethode gewährt die vorliegende Methode, auf deren mögliche Anwendung übrigens schon Colley[3]) verwiesen hat, vor allem den Vorzug, dass der ganze Verlauf der Erscheinung bei einem einzigen einmaligen Versuche festzustellen ist, während bei der Pendelmethode jeder Versuch nur einen Punkt des Verlaufes festlegt, also viele Wiederholungen nöthig sind, um den ganzen Verlauf kennen zu lernen. Es sei schon hier im voraus bemerkt, dass allerdings meine Methode entschieden ungenauer ist, wesentlich deshalb, weil der Interferenzstreifen, dessen Verschiebungen

1) Tallgvist, Wied. Ann. **60.** p. 248. 1897.
2) Seiler, Wied. Ann. **61.** p. 30. 1897.
3) Colley, Wied. Ann. **44.** p. 109. 1891.

die Schwingungen darstellen, nicht scharf begrenzt zu erhalten ist.

Ausserdem ist die Methode hinsichtlich des Umfangs der zu messenden Potentiale an ziemlich enge Grenzen geknüpft.

Versuchsanordnung.

Die Versuchsanordnung war, wie die Fig. 1 zeigt, die folgende:

Als Vermittler zwischen optischem und Electricitätszustand wurde ein Apparat benutzt, wie ihn Quincke[1]) für seine

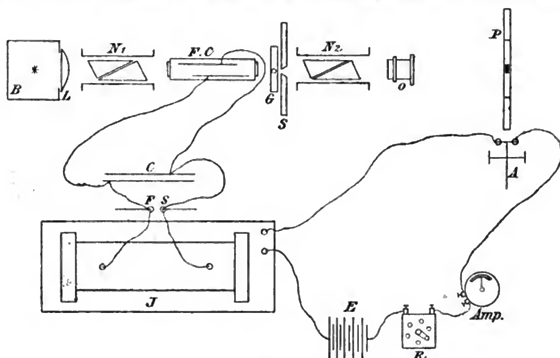


Fig. 1.

Untersuchungen über electrische Doppelbrechung construirt hat, und den er electrischen Flüssigkeitscondensator nannte. Dieser von mir benutzte Apparat entsprach genau den Quincke'schen Angaben.[2]) Das cylindrische Gefäss zur Aufnahme des Schwefelkohlenstoffs und der beiden Electrodenplatten hatte eine Länge von 260 mm, einen Durchmesser von 30 mm und war an den Enden mit Plangläsern verschlossen. Die Electrodenplatten, aus vernickeltem Messing hergestellt, hatten eine Dicke von 1,5 mm, eine Höhe von 25 mm und waren 220 mm lang, standen sich jedoch wegen ihrer Verlängerung nach beiden Seiten zur Aufnahme der Zuleitungen nur auf eine

1) Quincke, Wied. Ann. **19.** p. 730. 1883.

2) Der Apparat war von dem Mechaniker Stoë in Heidelberg geliefert.

Strecke von 200 mm gegenüber. Der genaue Abstand der Platten betrug 2 mm. Dieser Flüssigkeitscondensator *FC.* wurde zwischen zwei gekreuzten Nicol'schen Prismen N_1 und N_2 so aufgestellt, dass deren Polarisationsebenen unter 45° gegen die electrischen Kraftlinien geneigt waren. Der Vorgang war also der, dass die von der Lichtquelle *B* ausgesandten Strahlen in dem ersten Nicol'schen Prisma polarisirt wurden, zwischen den ebenen Electroden des Flüssigkeitscondensators hindurchgehend, durch den zweiten Nicol, dessen Schwingungsebene sich mit der des ersten kreuzte, ausgelöscht würden.

Als Lichtquelle benutzte ich eine Siemens'sche Gleichstromlampe *B* in eisernem Gehäuse mit Oeffnung für eine zur Concentration des Lichts angebrachte Linse *L.* Um störendes falsches Licht zu vermeiden, d. h. solches Licht, welches nicht zwischen den Platten des Flüssigkeitscondensators hindurchging, also auch nicht den Einwirkungen der Electrisirung ausgesetzt war, wurden die Plangläser mit schwarzem Papier so überklebt, dass das Licht nur den von den Electroden eingeschlossenen Raum passiren konnte. Zwischen Flüssigkeitscondensator und dem zweiten Nicol stand ein Spalt *S*, der von dem durch den Condensator gegangenen Lichte getroffen wurde. Von diesem Spalte entwarf ein photographisches Objectiv *O* ein Bild in einer bestimmten Ebene. Wurde das Bild des Spaltes auf einem weissen Schirme oder einer Mattglasscheibe aufgefangen, so erhielt ich mit geschilderter Aufstellung im Momente von Entladungen Aufhellungen, und es erübrigte nur noch zur genaueren Beobachtung dieser Entladungsvorgänge, diese Lichterscheinungen zu zerlegen. Dies geschah mit Hülfe einer senkrecht zur Axe der Bank rotirenden Linsenscheibe bei subjectiver Beobachtung. Für die Messungen dagegen bediente ich mich einer Pendelvorrichtung *P*, welche zu einer früheren Arbeit schon von Hrn. Klinkert benutzt worden war. Diese Pendelcamera bestand aus einem Pendel von ungefähr 1,80 m Länge, welches zwischen Spitzen eine möglichst feste Aufhängung besass. Dieses Pendel trug an seinem unteren Theile einen rechteckigen, mit einem Bleiklotze beschwerten

---

1) Klinkert, Wied. Ann. 65. p. 849. 1898.

Rahmen, welcher zur Aufnahme der photographischen Cassette eingerichtet war. Ausserdem war noch eine Klinkvorrichtung vorhanden, in welche das Pendel mittels einer an dem unteren Ende des Rahmens befestigten Sperrklinke eingriff. Der feststehende Theil des Klinkwerks trug nach unten eine Schnur, durch deren Zug das Pendel ausgelöst wurde, welches dann stets von gleicher Höhe und hierdurch mit gleicher Geschwindigkeit durch die Gleichgewichtslage hindurchging. Die ganze Vorrichtung war von schwarzem Tuche lichtdicht umgeben, welches an der vorderen Seite noch einen Kasten einschloss, in welchem das erwähnte, photographische Objectiv sass.

Der Primärkreis des zu untersuchenden Inductors wurde durch eine Accumulatorenbatterie E von 10—24 Volt gespeist. Durch einen in den Stromkreis eingeschalteten Widerstand R konnte die Stromstärke, welche an einem Ampèremeter abgelesen wurde, regulirt werden.

Da es bei dieser Arbeit darauf ankam, die Schwingungsvorgänge bei einmaliger Unterbrechung zu untersuchen, so wurde an Stelle des am Inductor angebrachten Unterbrechers folgende Anordnung benutzt. In zwei Quecksilbernäpfe, die voneinander isolirt an Stelle des Unterbrechers in den Primärkreis eingeschaltet waren, tauchten bei Stromschluss die untereinander verbundenen Eisenspitzen. Die Verbindungsstange war über die Axe, welche einfach in zwei gegenüberstehenden, durchlochten Eisenblechen gelagert war, hinaus verlängert, und an ihrem Ende in die Höhe gebogen. Der ganze Unterbrecher A stand auf einem Holzbrettchen unter dem Pendel so, dass, sobald jenes aus dem Klinkwerke ausgelöst wurde, es beim Durchgange durch die Gleichgewichtslage vermittelst eines kleinen Anschlags wider das Ende des Ausschalters den Primärstrom unterbrach. Natürlicherweise musste dieser Unterbrecher so aufgestellt werden, dass die Unterbrechung gerade in den Zeitpunkt fiel, in welchem die photographische Platte das Objectiv passirte. Um das Herausschleudern des Quecksilbers zu vermeiden, und um den Moment der Unterbrechung gleichmässiger zu gestalten, war (bei den meisten Versuchen) die Quecksilberschicht von einer Mischung von Alkohol mit Wasser bedeckt.

Die Secundärspule des Inductors war ausser mit dem Quincke'schen Flüssigkeitscondensator mit einer Funkenstrecke *FS* verbunden, welche 1 cm starke Zinkkugeln trug. Der Abstand der Kugeln wurde so bemessen (2 bis 2,5 mm), dass im Falle von Entladungen der Funke in der Luftstrecke und nicht im Flüssigkeitscondensator übersprang; die Funkenstrecke diente gewissermaassen als Sicherheitsventil für den Flüssigkeitscondensator. Parallel zu beiden war endlich ein Condensator *C* von veränderlicher Capacität angeschaltet. Die Nothwendigkeit einer gedrängten Aufstellung zur möglichsten Vermeidung von Verlusten liess es angebracht erscheinen, von der Verwendung Leydener Flaschen abzusehen. Den Condensator, dessen ich mich bediente, richtete ich folgendermaassen ein. Als Dielectricum diente paraffinirtes Papier, als Belag Zinkblech. Von jeder einzelnen Belegung aus führte eine Leitung zu einer Klemmschraube. Es wurden so 18 Einzelcondensatoren vereinigt, zwischen zwei Holzplatten durch Schrauben zusammengepresst und dann in einem Blechgefässe in flüssig gemachtem Paraffin gekocht, bis möglichst alle Luft aus dem Innern des Condensators entfernt war. Auf diese Weise war eine sehr gute Isolation des Condensators hergestellt; nur die Zuführungsleitungen zu den einzelnen Klemmen, welche auf zwei Ebonitklötzen oberhalb der äusseren Holzplatte befestigt waren, ragten auf eine kurze Strecke aus dem Paraffin hervor.

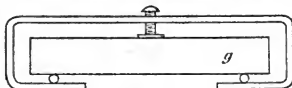


Fig. 2.

Kurz zusammengefasst, wirkte also die oben beschriebene Aufstellung so, dass zuerst der Strom in der Primärspule des Inductors geschlossen wurde. Dann öffnete das ausgelöste Pendel den Primärstrom, und der in der Secundärspule inducirte Strom erzeugte zwischen den Platten des Flüssigkeitscondensators Doppelbrechung, infolge dessen eine Aufhellung des Feldes, welche von der im Momente der Stromunterbrechung vorbeipassirenden Platte fixirt wurde.

Um den oscillatorischen Vorgang direct erkennen zu lassen, verwandte ich noch weiter ein senkrecht zu seiner Längsaxe gebogenes Glasstück *g* (Fig. 2) von quadratischem Querschnitte. Dasselbe wurde dicht am Spalt zwischen diesem und dem Flüssig-

keitscondensator aufgestellt und erzeugte bei der vorbeschriebenen Einstellung des Nicols vermöge der durch den Druck hervorgerufenen Doppelbrechung eine Aufhellung, wie sie in der Figur an der Spitze der Taf. I ersichtlich ist. Man erhält, wenn die Platten des Flüssigkeitscondensators nicht electrisirt sind, einen von zwei hellen eingeschlossenen dunkeln Streifen. Der dunkle Streifen entspricht der Gangdifferenz Null zwischen den beiden horizontal und vertical schwingenden Componenten des Lichtstrahls, die beiden hellen Streifen der Gangdifferenz $\pm \lambda/2$, und zwar ist in der oberen Hälfte das Glas gepresst, also der vertical schwingende Strahl verzögert gegen den horizontal schwingenden und in der unteren Schicht umgekehrt. Werden nun die Platten electrisirt, so wird der Schwefelkohlenstoff positiv doppelbrechend. Infolge dessen addirt sich die Wirkung zu der des Glases in der unteren Hälfte und subtrahirt sich in der oberen Hälfte. Das Streifensystem verschiebt sich daher im umgekehrten photographischen Bilde nach unten, in Wirklichkeit also nach oben, und die Grösse der Verschiebung giebt uns unmittelbar ein Maass für die Grösse der Doppelbrechung, d. h. für das Quadrat des Potentials. Zieht man das Spaltbild in seiner zeitlichen Veränderung räumlich auseinander, so erhält man statt des geraden Streifensystems eine Curve, deren Gestalt durch den Verlauf der Spannungsschwankung in den Platten des Condensators bedingt ist.

Fig. 1 in Taf. II giebt ein Bild von den Erscheinungen mit und ohne Glasstück unter sonst gleichen Verhältnissen. Beidemale sind die gleichen Capacitäten parallel zur Funkenstrecke eingeschaltet. Die untere Figur lässt drei Schwingungen deutlich und eine vierte sehr schwach angedeutet erkennen. Diesen vier Ausbauchungen des Interferenzstreifens entsprechen vier Intensitätsänderungen im oberen Streifen. Diese beiden Aufnahmen sind getrennt gewonnen. Fig. 5 dagegen zeigt beide Erscheinungen auf derselben Aufnahme dadurch, dass ein Theil des aus dem Flüssigkeitscondensator kommenden Lichtes oberhalb des Glasstückes den Spalt passirte.

Die obere Aufnahme in Fig. 1 zeigt in ihrem ganzen Verlaufe schwache Erhellung, die nur vor den Entladungen völlig verschwindet. Bei der Einstellung der Nicols auf dunkel

sollte eigentlich vor Einwirkung der electrischen Kraft keine Aufhellung eintreten, und rührt diese jedenfalls davon her, dass die an den Enden des Flüssigkeitscondensators befindlichen Plangläser schwach doppelbrechend sind. Der Charakter dieser Doppelbrechung ist offenbar dem des electrisirten Schwefelkohlenstoffs entgegengesetzt. Sobald nun infolge der electrischen Ladung der Condensatorplatten der Schwefelkohlenstoff doppelbrechend wird, hat diese Doppelbrechung vorerst diejenige des Glases aufzuheben (woher die völlige Verdunkelung rührt), und erst dann kommt die Aufhellung voll zur Geltung.

Hülfsmessungen.

Es galt, zuerst die Geschwindigkeit des Pendels bei seinem Durchgange durch die Gleichgewichtslage zu bestimmen. Dies geschah vermittelst Photographie einer senkrecht zur Schwingungsrichtung des Pendels schwingenden Stimmgabel. Nach der bekannten Formel $\varphi = n\,l$, wo φ die Geschwindigkeit des Pendels, n die Schwingungszahl und l die Wellenlänge bedeutet, liess sich dann einfach die Durchgangsgeschwindigkeit des Pendels aus der bekannten Schwingungszahl der Gabel n und dem l der gezeichneten Curve finden. Die oberste Figur in Taf. II giebt eine solche Curve. Im ganzen wurden zwei Stimmgabeln, und zwar im Lauf der Untersuchung zu wiederholten Malen, mit den Schwingungszahlen 256 bez. 435 benutzt. Für φ ergaben sich folgende Werthe, aus denen ich für meine Berechnungen das Mittel mit 113 cm/sec entnahm.

Tabelle I.

Nr.	n	l	φ
1, 2	256	0,43	111
3	435	0,26	113
4	435	0,27	117
5	435	0,27	117
6	256	0,43	111

$$\frac{680}{6} = 113{,}2.$$

Die Thatsache, dass die zu verschiedenen Zeiten gewonnenen Resultate gleiche Werthe ergaben, lassen den Schluss zu, dass die Durchgangsgeschwindigkeit des Pendels φ constant gleich 113 cm/sec genommen werden darf.

Mit diesem φ liessen sich allerdings nur Schwingungen von grosser Dauer messen. Da aber bei vorliegenden Versuchen sehr langsame Schwingungen in Betracht kamen, so genügte diese Geschwindigkeit vollkommen, ja sie hätte in einigen Fällen noch etwas kleiner genommen werden dürfen.

Die Capacitätsbestimmung der einzelnen Abtheilungen des Condensators war mit ziemlichen Schwierigkeiten verknüpft, infolge der, wenn auch sehr geringen, Leitfähigkeit des Normalcondensators von 0,1 Mikrof. Die Anwendung der de Sauty'schen Brückenmethode wurde infolge dessen unmöglich gemacht. Schliesslich bediente ich mich eines Siemens'schen sehr empfindlichen Galvanometers. Es wurden die Ausschläge nach einmaliger Ladung des Condensators abgelesen, was sich bei der grossen Schwingungsdauer des Magneten mit vollkommener Genauigkeit bewerkstelligen liess. Die Resultate wurden bei einer Spannung von 12 Volt erlangt. Die Tab. II enthält die Capacität der sieben ersten Condensatorabtheilungen, weil bei den Messungen nur diese in Betracht kamen.

In der 1. Columne sind die Mittelwerthe aus den Galvanometerausschlägen gegeben, Columne 2 enthält die Capacität in Mikrofarads, d. h. Vergleich mit dem Ausschlage bei Ladung des Normalcondensators, welcher bei 12 Volt 141,5 Scth. betrug. Columne 3 endlich ergiebt die Capacität, umgerechnet in absolute Einheiten in electromagnetischem Maasse. Es sei hier voraus bemerkt, dass bei den Berechnungen der Schwingungsdauer etc. die gesammte dem Inductor angehängte Capacität zu berücksichtigen ist, und infolge dessen auch die Capacität des Flüssigkeitscondensators nicht vernachlässigt werden darf. Diese Grösse wurde durch Rechnung ermittelt nach der Formel:

$$C = \frac{K \, . \, F}{4 \pi e} \cdot \frac{1}{9 \, . \, 10^5} \text{ Mikrof.}$$

In dieser Formel bedeuten C die Capacität, F die Oberflächengrösse einer Nickelplatte, e den Abstand der Platten, K die

Dielectricitätsconstante, welche ich nach Quincke für Schwefelkohlenstoff gleich 2,6 annahm. Es ergab sich:

$$C = 6 \times 10^{-5}\,\text{Mikrof.} = 6 \times 10^{-20}\,\text{cm}^{-1}\,\text{sec}^2.$$

Die 4. Columne enthält alsdann die für die Berechnungen zu Grunde gelegten Werthe, indem die in Columne 3 angegebenen Grössen jede um $6 \cdot 10^{-20}$ vermehrt wurden. Die Capacität der übrigen Zuleitungsdrähte, Funkenstrecke kann wohl ohne Bedenken vernachlässigt werden. Es sei hier noch erwähnt, dass während der Versuche an der Capacität c_2 ein Contact im Innern sich gelockert haben muss, wodurch die mit dieser Capacität erlangten Resultate als nicht zuverlässig eingeklammert erscheinen werden.

Tabelle II.

	α	Capacität		
		Mikrof.	electromagn.	
c_1	6,1	0,0043	430×10^{-20}	436×10^{-20}
[c_2	7,8	0,0055	550×10^{-20}	556×10^{-20}]
c_3	15	0,0106	1060×10^{-20}	1066×10^{-20}
c_4	21,8	0,0154	1540×10^{-20}	1546×10^{-20}
c_5	27,8	0,0196	1960×10^{-20}	1966×10^{-20}
c_6	35	0,0247	2470×10^{-20}	2476×10^{-20}
c_7	39,2	0,0277	2770×10^{-20}	2776×10^{-20}

Als dritte Hülfsmessung muss noch die des electrischen Widerstandes der Secundärspulen der drei Inductorien erwähnt werden. Ich bediente mich hier der Substitutionsmethode durch Vergleichung der drei Widerstände mit Normalwiderständen zwischen 100 000 und 10 000 Ohm. Als Galvanometer benutzte ich das vorher erwähnte Siemens'sche Spiegelgalvanometer. Die erhaltenen Widerstände betrugen, wenn die Inductorien ihrer Grösse nach mit

I II III.

bezeichnet werden

I. 40300 Ohm, II. 15630 Ohm, III. 6610 Ohm.

Die drei zur Untersuchung gelangten Inductorien hatten (nach Angabe der Fabrikanten) folgende Dimensionen:

I von Keiser und Schmidt hatte etwa 50 cm Funken-

länge. Die Secundärspule derselben besass in 60 Abtheilungen 92000 Windungen eines 0,18 mm starken Kupferdrahtes, während die primäre Spule mit 420 Windungen und einem Drahte von 2,5 mm Durchmesser armirt war.

Inductorium II, ebenfalls von Keiser und Schmidt, hatte 20 cm Funkenlänge; die secundäre Spirale bestand aus 40 Abtheilungen mit 48000 Windungen; die primäre Spirale aus 280 Windungen. Die Drahtstärke war dieselbe, wie bei I.

Inductorium III ist ein kleiner Stöhrer'scher Apparat mit 6 cm Funkenlänge. Die Secundärspule enthält 78000 Windungen 0,5 mm dicken Drahtes, die Pimärspule 650 Windungen. Bei letzterer beträgt die Drahtstärke 2 mm.

Für diese Inductorien wurden nun die electrischen Eigenschwingungen der Secundärspulen für verschiedene Werthe der angehängten Capacität nach der beschriebenen Methode photographisch aufgenommen. Die Resultate sind in Taf. I zusammengestellt. Dabei wurde die Stromstärke im primären Kreis, durch deren Unterbrechung die Schwingungen des secundären Kreises hervorgerufen wurden, so bemessen, dass das Entladungspotential der Funkenstrecke nicht ganz erreicht wurde. Es findet dann kein plötzlicher Ausgleich der auf den beiden Belegungen der Capacität sich ansammelnden Electricitätsmengen statt, sondern ein allmählicher, in Form einer Anzahl schnell sich erschöpfender Hin- und Herschwingungen der electrischen Ladungen. Die Rückstände im Condensator, vielleicht auch die Remanenz im Eisenkerne der Spirale bewirkten bisweilen, dass die gleiche Stromstärke, welche bei der ersten Unterbrechung des Primärstromes keine Entladung durch die Funkenstrecke zur Folge hatte, später ohne irgend eine Aenderung der Verhältnisse eine solche bewirkte. Durch Umkehrung des Stromes nach jeder einzelnen Unterbrechung konnte ich jedoch diesem Uebelstande abhelfen.

Taf. I enthält also die Schwingungscurven der drei Inductorien in der Reihenfolge der angehängten Capacitäten. Die Wellenlänge l der einzelnen Schwingungen wurde sorgfältig mittels Glasmaassstabes gemessen und aus dem schon früher (vgl. p. 13) ermittelten φ dann die Schwingungszahl n, also auch die Schwingungsdauer T berechnet. Die nachstehenden Tabellen ergaben die für die drei Inductorien ge-

wonnenen Resultate. Dieselben sind durch mehrfache Aufnahmen für die jeweilige angehängte Capacität gewonnen und wurde, wie aus den Tabellen ersichtlich, aus den Ergebnissen das arithmetische Mittel genommen.

Tabelle III.

Inductor I.

	C	l cm		n	T	$J_{Amp.}$	k^2	A	τ	τ^2
1	1	3		37,7	0,0265	2	6	0,9	0,0253	0,00 064
2		3,8				2	2	0,34		
[3		3,8				2,5	3	0,55	0,0331	0,001 096]
4]	2	3,8	3,8	29,7	0,0336	2,6	4,5	0,75		
5		3,6				2,8				
6		4,4				2,5	4,5	0,75	0,0404	0,001 632
7		4,8				3,3	4,5	0,75		
8	3	4,6	4,7	24	0,0416	3,3				
9		5				3,5				
10	4	5,5	5,4	20,9	0,0478	2,5	2,5	0,45	0,0473	0,002 237
11		5,3				3,9	2,4			
12	5	6,4		17,7	0,0566	4,4	3	0,55	0,0557	0,003 102
13	6	7,0	7,1	15,9	0,0628	4,5				
14		7,2				5,7	3,25	0,59	0,0616	0,003 795
15	7	7,5		15	0,0664	4,5	3,0			
16						5,0	2,75	0,53	0,0654	0,004 277

Tabelle IV.

Inductor II.

	c	l		n	T	J	k^2	A	τ	τ^2
1	1	1,24	1,22	92,6	0,0108		1,81	0,3	0,0107	0,000 1145
2		1,20				1,5				
[3						3,8				[
4	2	1,5		75,3	0,0133	3,9	1,75	0,28	0,0133	0,000 1769
5						4				
6]						4,3				]
7	3	1,9	1,95	57,9	0,0173	5,8				
8		2				6,2	1,9	0,31	0,0172	0,000 2958
9		2,40				7,5				
10	4	2,36	2,38	47,4	0,0211	8,8	1,81			
11		2,38				8,8	1,81	0,3	0,0210	0,000 4410
12	5	2,7	2,6	43,5	0,0230	6,8	1,9	0,31	0,0229	0,000 5244
13		2,5				7,0				

Tabelle V.

Inductor III.

	c	l	n	T	T^2	J
1	1	0,8	141,2	0,007	0,000 0490	8
[2	2	1,0	113	0,0088	0,000 0774	8]
3	3	1,25	90,4	0,011	0,000 121	8
4	4	1,5	75,3	0,013	0,000 169	8
5	5	1,7	66,4	0,015	0,000 225	8

In diesen Tabellen bezeichnet c die angehängte Capacität, l bedeutet die gemessene Wellenlänge, n die Schwingungszahl pro Secunde, T die Schwingungsdauer, J die der Primärspule zugeführte Stromstärke. Die drei letzten Columnen beziehen sich auf die Dämpfungsverhältnisse. Es bezeichnen hierbei k^2 das Verhältniss der Amplituden zweier aufeinander folgender Maxima, Δ das logarithmische Decrement der Potentialschwingung und τ die Schwingungsdauer, wie sie ohne Dämpfung sein würde. Hierbei muss $\Delta = \log \text{nat} \sqrt{k^2}$ gesetzt werden, da die aufgenommene Curve die Quadrate der Potentialdifferenz giebt. Bei der Correctur der Schwingungsdauer auf die Dämpfung Null folgen wir der Gleichung

$$T = \tau \sqrt{1 + \frac{\Delta^2}{\pi^2}},$$

woraus

$$\tau = \frac{T}{\sqrt{1 + \frac{\Delta^2}{\pi^2}}} = \frac{T\pi}{\sqrt{\pi^2 + \Delta^2}}.$$

Ausgehend von der Kirchhoff-Thomson'schen Theorie erhalten wir für die Schwingungsdauer τ in einem Stromkreise die Formel

$$\tau = 2\pi \sqrt{C L},$$

d. h. τ ist abhängig von Selbstinduction L und Capacität C, und zwar wächst dieselbe proportional mit $\sqrt{L}$ und $\sqrt{C}$. Die Gültigkeit dieser Formel ist gerade durch die neueren Messungen von Tallgvist und Seiler wieder bestätigt worden. Wenden wir sie auf unsere Versuche an, so werden wir den Selbstinductionscoefficienten im wesentlichen für alle Versuche an demselben Apparate als constant ansehen können. Als Capacität ist in erster Linie die aussen angehängte Capacität

des Paraffin- und des Flüssigkeitscondensators einzusetzen. Es entstand aber die Frage, ob die Eigencapacität des Inductors zu berücksichtigen ist. Wenn wir mit c die aussen angehängte Capacität bezeichnen, so würde zu schreiben sein:

$$\tau^2 = 4\pi^2 L(C + c),$$

wo C die sonst noch in Betracht kommende Capacität des Systems bedeuten würde.

Wir können auch schreiben

$$\tau^2 = A + Bc,$$

wenn

$$A = 4\pi^2 LC$$

und

$$B = 4\pi^2 L$$

bezeichnet.

Diese Gleichung entspricht derjenigen einer geraden Linie, wenn wir auf der Ordinatenaxe die Quadrate der τ und auf der Abscissenaxe die c auftragen. Aus diesem Grunde ist in den Tabellen noch eine Columne für τ^2 aufgenommen und in Fig. 3 sind für die drei Inductorien die Beobachtungen eingetragen. Wie man bemerkt, liegen die erlangten Punkte annähernd auf einer Geraden.

Ausgenommen für alle drei Inductoren sind die zu Capacität c_2 gehörigen Werthe, welche sämmtlich von der Geraden abweichen. Wie schon vorher bemerkt (vgl. p. 15), sind diese Werthe unzuverlässig und deshalb bei den weiteren Berechnungen ausser acht gelassen. Aus der Fig. 3 ist ferner ersichtlich, dass alle drei Geraden annähernd durch den Nullpunkt hindurchgehen. Daraus folgt, dass C nahezu gleich Null ist, also die Eigencapacität des Inductoriums sehr klein im Verhältniss zu den angehängten Capacitäten. Die Schwingungsdauer des Inductors ist daher ohne angehängte Capacität so gering, dass sie sich mit der zur Verfügung stehenden Pendelgeschwindigkeit nicht mehr messen lässt. Berechnen wir die Schwingungsdauer, welche nur der Capacität des angehängten Flüssigkeitscondensators entspricht, also wie schon früher erwähnt, der Capacität 6×10^{-20}, so erhalten wir nach der Formel

$$T_f = \sqrt{\frac{T_a^2 \cdot c_f}{c_a}},$$

worin T_f und T_a die der Capacität des Flüssigkeitscondensators, bez. der Capacität des angehängten Condensators entsprechenden Schwingungsdauern, und c_f und c_a die Capacitäten

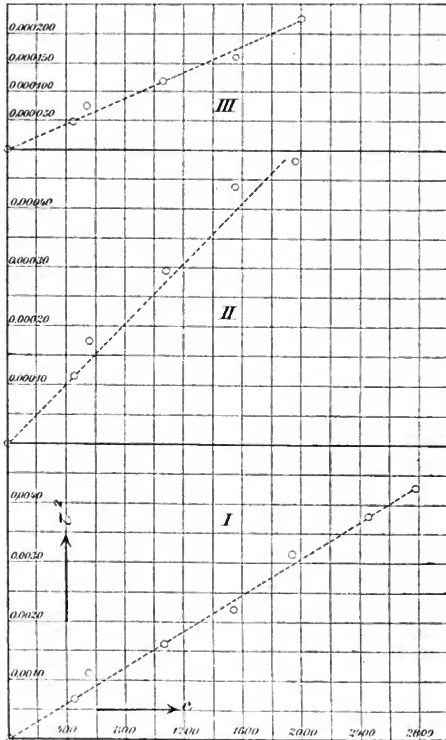


Fig. 3.

des Flüssigkeitscondensators, bez. des äusseren Condensators bezeichnen, für die drei Inductoren

$T_{f\,\mathrm{I}} = 90 \times 10^{-7}$ sec, $\quad T_{f\,\mathrm{II}} = 16 \times 10^{-7}$ sec, $\quad T_{f\,\mathrm{III}} = 6{,}7 \times {}^{-7}$ sec.

Die entsprechenden Wellen auf der photographischen Platte würden dann die Länge haben

$$l_{\mathrm{I}} = 0{,}005\,\mathrm{mm}, \quad l_{\mathrm{II}} = 0{,}001\,\mathrm{mm}, \quad l_{\mathrm{III}} = 0{,}00037\,\mathrm{mm}.$$

Es bot jedoch Schwierigkeiten, bei den Aufnahmen nur mit Flüssigkeitscondensator wirkliche Eigenschwingungen des Inductors zu erhalten, da man einestheils auf sehr geringe Stromstärken herabgehen musste, und trotzdem meistens kleine Entladungen durch die Funkenstrecke sich einstellten.

Es folgt aus obigen Ausführungen, dass wir die Capacität des Inductors vernachlässigen können im Verhältnisse zu den angeführten Capacitäten. Aus der Schwingungsgleichung folgt, wenn wir $C = 0$ setzen, für verschiedene Werthe von c und die zugehörigen T für den Selbstinductionscoefficienten

$$L = \frac{T_1^2}{4\,\pi^2\,c_1} = \frac{T_2^2}{4\,\pi^2\,c_2} = \ldots = \frac{T_n^2}{4\,\pi^2\,c_n}.$$

In der nachfolgenden Tabelle sind für die drei Inductoren die nach obiger Formel erlangten Werthe der L aufgestellt, und zwar bezeichnen die Indices I, II, III die Zugehörigkeit zu dem bezüglichen Inductor. Wie vorher c, so ist auch hier L in electromagnetischem Maasse ausgedrückt.

Tabelle VI.

c	τ_1^2	L_{I}	τ_2^2	L_{II}	T_3^2	L_{III}
c_1	0,000 64	3718×10^9	0,000 1145	665×10^9	0,000 0490	285×10^9
[c_2	0,001 096	4991×10^9	0,000 1769	806×10^9	0,000 0774	353×10^9]
c_3	0,001 632	3878×10^9	0,000 2958	703×10^9	0,000 121	287×10^9
c_4	0,002 237	3666×10^9	0,000 441	722×10^9	0,000 169	277×10^9
c_5	0,003 102	3997×10^9	0,000 5244	676×10^9	0,000 225	290×10^9
c_6	0,003 795	3882×10^9				
c_7	0,004 277	3903×10^9				

Als arithmetisches Mittel folgen für die drei Selbstinductionscoefficienten (unter Fortlassung der Reihe 2)

$$L_{\mathrm{I}} = 3841 \times 10^9$$
$$L_{\mathrm{II}} = 691 \times 10^9$$
$$L_{\mathrm{III}} = 285 \times 10^9.$$

Abgesehen von den Beobachtungen mit Capacität 2 stimmen obige Werthe ziemlich gut miteinander überein. Die Abweichungen sind unregelmässig vertheilt und lassen keine be-

stimmte Abhängigkeit von der Capacität erkennen. Benutzt man die Mittelwerthe der Grösse L, um daraus die Capacität 2 auszurechnen, so findet man mit den drei Inductoren

$$c_2 = 723 \times 10^{-20}, \quad 648 \times 10^{-20}, \quad 688 \times 10^{-20},$$
$$\text{im Mittel } 686 \times 10^{-20}.$$

Diese Capacität hat also bei den Versuchen mit hohen Spannungen offenbar ganz gut und sicher functionirt, während sie, wahrscheinlich infolge des schon erwähnten schlechten Contactes im Innern des Condensators bei den Versuchen zur Messung der Capacität, bei welchen niedrige Spannungen zur Verwendung kamen, nicht sicher functionirte.

Es sei noch darauf hingewiesen, dass die nach anderen Methoden bestimmten Selbstinductionscoefficienten der secundären Spulen an Inductionsapparaten in der Grössenordnung mit vorliegenden Werthen gut übereinstimmen. So fand Heydweiller[1]) für einen grossen Ruhmkorff

$$L = 1700 \times 10^9$$

und Walter[2]) für einen Kohl'schen 30 cm-Funkenapparat

$$L = 620 \times 10^9.$$

Meine Werthe sind für die ungefähr entsprechenden Apparate offenbar etwas grösser. Jedoch ist der Selbstinductionscoefficient bei Spulen mit Eisenkern überhaupt keine ganz constante Grösse; derselbe variirt mit der Stromstärke.

Es dürfte in diesem Zusammenhange angemessen sein, über die Grössen der in Betracht kommenden Spannungen und Stromstärken einige Rechnungen anzustellen.

Nennt man nach Quincke[3]) δ, bez. δ_{100} den Gangunterschied der $\perp$ zu einander polarisirten Lichtstrahlen im Innern der Flüssigkeit, wenn die Platten bei a cm Abstand voneinander l cm bez. 100 cm Länge haben, so ist

$$\delta = \delta_{100} \frac{l}{100} = B \cdot \frac{P^2}{a^2} \cdot \frac{l}{100}.$$

B ist der in Wellenlängen gemessene Gangunterschied der polarisirenden Lichtstrahlen in einer Flüssigkeitssäule zwischen

1) Heydweiller, Wied. Ann. **38.** p. 542. 1889.
2) Walter, Wied. Ann. **62.** p. 300. 1897.
3) Quincke, Wied. Ann. **19.** p. 739. 1883.

ebenen Belegungen von 100 cm Länge und 1 cm Abstand bei der electrischen Potentialdifferenz 1 C.G.S. Diese Grösse bestimmte Quincke für verschiedene Werthe von P, δ, l und a bei derselben Flüssigkeit, und er fand für B, das sich hierbei auf Licht von mittlerer Wellenlänge bezieht, bei Schwefelkohlenstoff

$$B = \sim 45 . 10^{-6} \lambda .$$

Dieser Werth ist aus Tab. 62 der Quincke'schen Arbeit[1]) genommen und entspricht der hier angewandte Werth für B ungefähr den Dimensionen des Flüssigkeitscondensators.

Setzt man $\delta = 0{,}26\,\lambda$, wie es dem grössten bei der Messung vorkommenden Potentialwerthe etwa entspricht, so ist

$$P = \sqrt{\frac{\delta . a^2 . 100}{B . l}} = \sqrt{\frac{0{,}26 . 0{,}04 . 10^6}{45 . 20}} ,$$

woraus

$$P = 33{,}99 \text{ C.G.S. electrostatisch.}$$

Dieser Betrag würde nach der Tabelle in Kohlrausch's Leitfaden einer etwas grösseren Funkenstrecke als 2,5 mm entsprechen. Für diese Schlagweite würde das Potential nur 33 C.G.S. betragen.

Nimmt man letzteren Werth an, so ist der Maximalwerth des Potentials

$$V_0 = 10^{12} \text{ cm . gr . sec . electromagn.}$$

Nehmen wir den Fall der grössten Capacität, also

$$c = 2776 . 10^{-20} \text{ cm}^{-1} \text{ sec}^2 \text{ electrom.},$$

so ist die Electricitätsmenge, welche sich auf dem Condensator angesammelt hat, in dem Momente, wo er auf das Potential V_0 geladen ist:

$$e = V_0 \times c, \text{ d. h.}$$
$$e = 0{,}0000\,2776 \text{ cm}^{1/2} \text{ gr}^{1/2}.$$

Weiterhin wurde noch die maximale Stromstärke i_0 berechnet, welche bei der Schwingung eintritt, unter der Voraussetzung, dass die Schwingungen ungedämpft verlaufen. Ver-

1) l. c. p. 740.

nachlässige ich also die Dämpfung, d. h. nehme ich den Widerstand $w = 0$, so kann ich nach Drude[1]) setzen:

$$i = i_0 \cos 2\pi \frac{t}{T}.$$

Für das Potential habe ich den Werth:

$$V = -\frac{1}{c}\int i\,dt.$$

Setze ich obigen Werth von i in V ein, so wird:

$$V = -\frac{i_0 . T}{c . 2\pi}\int \cos 2\pi \frac{t}{T} . d\left(\frac{2\pi t}{T}\right)$$

$$= -\frac{i_0 . T}{c . 2\pi} \sin 2\pi \frac{t}{T}.$$

Es ist $T = 2\pi\sqrt{CL}$, also:

$$V = -i_0\sqrt{\frac{L}{c}} . \sin 2\pi \frac{t}{T},$$

woraus

$$V = i_0\sqrt{\frac{L}{c}}, \text{ oder } i_0 = V_0\sqrt{\frac{c}{L}}.$$

In dieser Formel für i_0 ist c wieder die angehängte Capacität, und wir erhalten:

$$i_0 = 0{,}0027 \text{ cm}^{1/2} \text{g}^{1/2} \sec^{-1} = 0{,}027 \text{ Amp.}$$

Die Theorie lässt sich schliesslich mit den Beobachtungen auch hinsichtlich der Dämpfungsverhältnisse vergleichen. Bekanntlich treten nur Schwingungen auf, wenn

$$w^2 < 4\frac{L}{c}$$

ist. Um zu beurtheilen, bis zu welchem Grade diese Bedingung erfüllt ist, berechnen wir die Grösse

$$\frac{w^2 . c}{4L}$$

für die grössten benutzten Werthe von c. Es ergiebt sich dann für Inductor I und Capacität 7

$$\frac{w^2 c}{4L} = 0{,}00293.$$

Für Inductor II mit Capacität 5 folgt:

$$\frac{w^2 c}{4L} = 0{,}00174$$

1) Drude, Physik des Aethers, p. 352.

und für Inductor III mit Capacität 5 endlich

$$\frac{w^2 c}{4 L} = 0{,}00075.$$

Je mehr man c vergrössert, um so näher kommt man offenbar der Grenze, an welcher die Oscillationen aufhören müssen. Diese Grenze würde erreicht werden

bei Inductor I für $c =$ 9,4 Mikrof.
„ „ II „ $c =$ 11,3 „
„ „ III „ $c =$ 26,1 „

Was die Dämpfungsverhältnisse anbetrifft, so ist nach der Theorie

$$\Delta = \frac{1}{2} \frac{w}{L} \cdot \frac{T}{2},$$

worin Δ das natürliche log. Decrement, d. h. der natürliche Logarithmus des Verhältnisses zweier aufeinander folgender Schwingungsbögen ist, und w, L und T die bereits erwähnte Bedeutung haben. Dabei ist vorausgesetzt, dass Δ aus dem Verhältnisse zweier aufeinander folgender Schwingungsbögen, deren Umkehrpunkte um die halbe Schwingungsdauer auseinander liegen, in unserem Falle also als Quadratwurzel aus dem Verhältnisse der Höhen zweier benachbarter Wellenberge abgeleitet ist; daher ist für die Zeit die halbe Schwingungsdauer in die Formel eingesetzt. Dementsprechend erhält man folgende theoretische Werthe der Dämpfung, neben die die wirklich gefundenen gesetzt sind.

Tabelle VII.

	I		II		III	
	theoret.	beob.	theoret.	beob.	theoret.	beob.
1	0,07	0,90	0,06	0,30	0,04	
2	0,09	0,54	0,07	0,28	0,05	
3	0,11	0,75	0,10	0,31	0,06	
4	0,13	0,45	0,12	0,30	0,08	
5	0,15	0,55	0,13	0,31	0,09	
6	0,16	0,59				
7	0,17	0,53				

Die Dämpfung ist also in Wirklichkeit erheblich grösser als sie der Theorie nach sein sollte. Das gleiche Resultat

hat sich bei den Untersuchungen von Tallgvist, Seiler und Walter ergeben. Tallgvist findet ein Dämpfungsverhältniss 1,0526, während es theoretisch 1,0065 sein würde, also ein natürliches logarithmisches Decrement von 0,0513 gegen 0,0065. Seiler findet Decremente, die bis zum Doppelten grösser sind, als die berechneten. Ebenso findet Walter an dem Inductionsapparate sehr grosse Abweichungen, ohne dabei Zahlenangaben zu machen.

Die Dämpfung wird also in stärkerem Maasse durch andere Umstände, als durch die Wärmeerzeugung im Drahte des Schliessungskreises bestimmt. Unter den möglichen Ursachen der Dämpfung kommt vor allem die Leitfähigkeit der isolirenden Schichten im Inductor, sowie diejenige im Dielectricum des angehängten Condensators in Betracht. Schiller stellt hierfür die Formel auf:

$$\Delta = \frac{1}{2}\left(\frac{w}{L} + \frac{\alpha + \alpha'}{c + C}\right) T',$$

wenn α und α' die Leitfähigkeit der Isolation in der Secundärspule bez. des Condensators bezeichnen. Nach dieser letzteren Gleichung ist also Δ abhängig von der Capacität, im Falle eine Leitfähigkeit vorhanden ist. Bei meinen Capacitätsbestimmungen ergab sich allerdings die Leitfähigkeit des Condensators gleich Null. Diese Leitfähigkeit wurde jedoch bei einer ganz geringen Spannung gemessen, und es ist doch nicht ausgeschlossen, dass bei den hohen Spannungen, die bei den Versuchen vorkamen, die Leitfähigkeit in Betracht kommt.

Weitere Quellen der Dämpfung würden in den Foucaultströmen und der magnetischen und dielectrischen Hysteresis liegen. Ueber diesen Umstand lässt sich näheres nicht aussagen. Nur auf einen Punkt möchte ich noch aufmerksam machen. Nach der Formel müsste Δ mit T' oder $\sqrt{c}$ wachsen. Für denselben Apparat aber ergeben die Messungen ziemlich constante Werthe von Δ. Besonders deutlich ist dies bei II, während bei Inductor I die Werthe der logarithmischen Decremente ziemlich schwankend sind, und für höhere Werthe der Capacität eher eine Abnahme als eine Zunahme zeigen. Für Inductor III konnte die Dämpfung aus den Curven nicht ermittelt werden, da der Apparat schon oft vorher mit grösserer primärer Stromstärke beansprucht worden war, wodurch jeden-

falls die Isolirfähigkeit der Secundärspule gelitten hatte, was aus den früher angeführten Gründen eine grössere Dämpfung zur Folge hatte.

Auf eine andere Frage geht noch Walter ein, die sich mit Hülfe der vorliegenden Methode erörtern lässt, nämlich auf den Einfluss des Eisenkerns auf die Secundärspannung. Walter findet, dass bei dem Kohl'schen Inductorium *L* mit Eisenkern sechsmal grösser war, als ohne denselben, und zieht daraus den Schluss, dass der Eisenkern eine annähernd 2,4 fache Vergrösserung der Secundärspannung hervorbringt. Diese Zahl dürfte jedoch zu niedrig gegriffen sein, denn, wie ich bei meinem Inductor III fand, dem einzigen, der sich ohne Eisenkern untersuchen liess, war es nicht möglich, selbst bei der grösstmöglichen Stromstärke, bis zu welcher man ohne Gefährdung des Apparates gehen durfte, eine Verschiebung des Interferenzstreifens zu erhalten, ein Beweis also, wie gering die unter diesen Umständen erreichte Potentialdifferenz war.

In Taf. II habe ich eine Reihe von Entladungserscheinungen zusammengestellt, und zwar weniger, um hierbei eine systematische Untersuchung anzustellen, als die Anwendbarkeit vorliegender Methode auch auf diese Erscheinungen zu erweisen.

Fig. 2—7 zeigen einfache Entladungen zwischen Kugeln von 1 cm Durchmesser in Luft bei einem constanten Abstande von 2,5 mm. Bei 2—4 ist keine Capacität angefügt. Fig. 2 giebt zwei getrennte Entladungen, welche sich in einem Zeitraume von 0,038 sec folgen bei einer primären Stromstärke von 8,5 Amp. Fig. 3 und 4 sind bei 6 Amp. erlangt. In Fig. 5—7 ist eine Capacität angelegt. Man sieht hier den langsamen Anstieg bis zum Entladungspotential. Der weitere Verlauf hängt davon ab, an welcher Stelle des Schwingungsvorgangs die Entladung eintritt. Die drei Bilder geben drei typische Fälle. In Fig. 5 (mit Inductor II, Capacität 1 und einer Stromstärke von 5 Amp.) tritt die Entladung ein, bevor die Potentialschwingung das Maximum erreicht hat, dann beginnt der Schwingungsvorgang von neuem, gelangt aber nicht mehr zur Höhe des Entladungspotentials und verläuft infolge dessen als Schwingung im offenen Kreise. In Fig. 6 (Inductor II mit Capacität 6 und 10 Amp. Stromstärke) ist zunächst der

Verlauf der gleiche, aber bei der Wiederholung der Schwingung wird das Entladungspotential noch einmal erreicht, und zwar nahezu nach ein Viertel Schwingung; infolge dessen ist die nachfolgende Schwingung eine nur ganz geringfügige. In Fig. 7 endlich (Inductor I, Capacität 9, Stromstärke 6 Amp.) fällt das Entladungspotential schon an der ersten Stelle so nahe in das Maximum, dass keine weitere Schwingung entsteht.

Ferner wurden Entladungsvorgänge in Geissler'schen Röhren beobachtet, und die Aufnahmen in Fig. 8—14 der Taf. II zusammengestellt. Auch hier wurden die Vorgänge mit und ohne Capacität untersucht. Es wurden drei Röhren benutzt, wie sie gerade vorhanden waren.

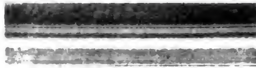
Die beiden ersten waren diejenigen, welche in der von Dr. H. Gretschel übersetzten Abhandlung von Crookes als Röhren 7a und 7b bezeichnet sind. 7a war nur soweit evacuirt, dass sie noch violett leuchtete. Dieselbe hatte Kugelgestalt, die eine Electrode war ein Aluminiumblech in Hohlspiegelform, während die zweite einen einfachen Platindraht trug. Sowohl mit, als auch ohne Capacität liess diese Röhre eine grössere, mit dem Flüssigkeitscondensator messbare Potentialdifferenz an ihren Enden nicht zu Stande kommen. Als zweite Röhre (7b) diente dieselbe Form; sie unterschied sich von 7a nur durch höhere Evacuirung, sodass sie Kathodenstrahlen gab. Ohne angehängte Capacität zeigen die Fig. 11 bis 13 eine Reihe kleiner, aber rasch aufeinander folgender Entladungen bei den Stromstärken 6,5 Amp., 8,5 Amp. und 10 Amp., während Fig. 14 ebenfalls bei 10 Amp. mit der Capacität 4 eine einmalige Entladung mit nachfolgender Schwingung bewirkte. Die dritte Röhre endlich hatte eine von 7a und 7b verschiedene, längliche Form. Eine Electrode in Form eines geraden Bleches stand in der Mitte, während die andere Electrode aus zwei äusserlich verbundenen kleineu Kugeln gebildet wurde. Die mit dieser Röhre erlangten Resultate sind in Fig. 8—10 dargestellt, 8 und 9 ohne angehängte Capacität bei den Stromstärken 6 und 10 Ampère. Merkwürdig ist in Fig. 8 der plötzliche Anstieg, welchem ein langsamer Abfall folgt. Fig. 10 zeigt das Resultat der angehängten Capacität in Form einer einzigen Schwingung ohne nachfolgende Entladung. Hier betrug die Stromstärke 10 Amp.

Bei diesen Versuchen mit Geissler'schen Röhren machte ich die Beobachtung, dass auch die höher evacuirten Röhren 2 und 3, welche, wie schon vorher bemerkt, grünes Licht zeigten, bei Anfügung einer Capacität violett leuchteten.

Fig. 15 giebt noch die Wirkung eines Deprezunterbrechers bei Funkenentladung. Der Unterbrecher war an dem Inductor III befestigt, ausserdem wurden die Bilder des Funkens in der Funkenstrecke durch ein total reflectirendes Prisma genau über das Spaltbild des Streifens auf die photographische Platte projicirt. Im übrigen war die Aufstellung die gleiche, wie bei den vorhergehenden Versuchen. Man sieht in Fig. 15, dass im Momente der Unterbrechung eine Entladung eintritt, welcher bis zum nächsten Schluss eine Reihe langsamerer Schwingungen folgen.

Vorliegende Versuche sind im Institute des Physikalischen Vereins in Frankfurt a. M. ausgeführt worden, und sei es mir zum Schlusse noch gestattet, Hrn. Prof. Dr. W. König, dem ich die erste Anregung zu dieser Arbeit verdanke, für dessen warmes Interesse, sowie für seine gütigen Rathschläge meinen ergebensten Dank an dieser Stelle auszusprechen.

Tafel I.



Interferenzstreifen des gepressten Glasstücks

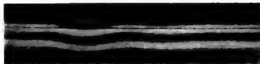
Erstes Inductorium.



c_1



c_4



c_2



c_5



c_3



c_6



c_7

Zweites Inductorium.



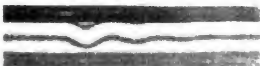
c_1



c_2



c_3

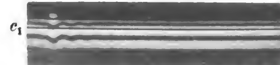


c_4



c_5

Drittes Inductorium.



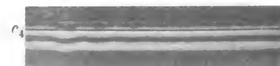
c_1



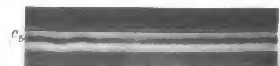
c_2



c_3



c_4



c_5

Tafel II.



Stimmgabelcurve

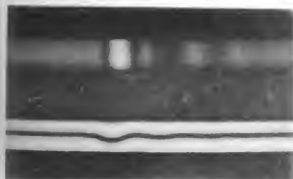


Fig. 1



Fig. 8



Fig. 9

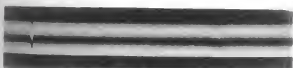


Fig. 2



Fig. 10

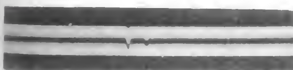


Fig. 3



Fig. 11

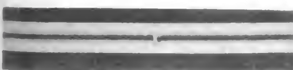


Fig. 4



Fig. 12

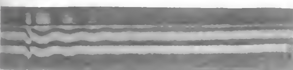


Fig. 5



Fig. 13



Fig. 6



Fig. 14

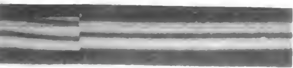


Fig. 7



Fig. 15

